

# Über die Zerstäubung von Kristallen durch Kanalstrahlen

Inaugural-Dissertation  
zur  
Erlangung der Doktorwürde  
der  
Hohen Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Ludwig-Maximilians-Universität  
zu München

vorgelegt  
von  
KLAUS THOMMEN  
aus  
Immenstadt

---

Oktober 1957

Berichterstatter: Prof. Dr. Walther Gerlach

Tag der mündlichen Prüfung: 4. Dezember 1957

Aus dem I. Physikalischen Institut der Universität München

## **Über die Zerstäubung von Kristallen durch Kanalstrahlen**

Von

KLAUS THOMMEN

Mit 5 Figuren im Text

*(Eingegangen am 11. Januar 1958)*



Ge-, PbS- und FeS<sub>2</sub>-Einkristalle wurden mit Edelgaskanalstrahlen von 8 kV Maximalenergie beschossen. Die Zerstäubung wurde in Abhängigkeit von der Oberflächenbeschaffenheit, der kristallographischen Orientierung der Oberfläche und der zum Beschuß verwendeten Gasart gemessen. Die Ergebnisse lassen sich auf Grund stoßmechanischer Überlegungen verstehen.

### A. Einleitung

Treffen Ionenstrahlen auf einen Festkörper, so beobachtet man an der Aufprallstelle der Ionen eine Abtragung der Festkörpersubstanz. Eine ausführliche Zusammenfassung der bisher über diese sog. „Zerstäubung“ veröffentlichten Ergebnisse sowie eine kritische Diskussion derselben gibt G. K. WEHNER<sup>1</sup>. Man kann im wesentlichen zwei Arten der Beschreibung des Prozesses unterscheiden. Die eine versucht die Zerstäubung als eine lokale Verdampfung zu verstehen. Durch die Abbremsung eines ankommenden Ions im Festkörper soll ein enger Bereich längs des Bremsweges kurzzeitig auf sehr hohe Temperaturen gebracht werden. Aus diesem Bereich können dann Atome so lange verdampfen, bis infolge der Wärmeableitung die Temperatur wieder unter den Sublimationspunkt gesunken ist. Ein Ansatz für eine auf dieser Vorstellung beruhenden Theorie wurde von A. VON HIPPEL<sup>2</sup> gemacht und später von C. H. TOWNES<sup>3</sup> erweitert. Die Verdampfungs- theorie liefert eine Abhängigkeit der Anzahl der pro auftreffendes Ion zerstäubten Atome von der spezifischen Wärme, der Wärmeleitfähigkeit und der Sublimationswärme des Festkörpers sowie von der Energie der ankommenden Ionen. Dagegen ist nach ihr kein Einfluß der Ionen- masse zu erwarten.

Die andere Betrachtungsweise erklärt die Zerstäubung durch elastische Stöße zwischen den Ionen und den Atomen des Festkörpers,

<sup>1</sup> WEHNER, G. K.: Advances in Electronics and Electronphysics, Bd. 7, S. 239. 1955.

<sup>2</sup> HIPPEL, A. v.: Ann. d. Phys. **81**, 1043 (1926).

<sup>3</sup> TOWNES, C. H.: Phys. Rev. **65**, 319 (1944).

denen als Sekundärprozesse elastische Stöße zwischen den Festkörperatomen untereinander folgen. Manche der dabei angestoßenen Atome bekommen soviel Energie übertragen, daß sie den Festkörper verlassen können, sofern ihre Bewegung zur Oberfläche hin gerichtet ist. Eine quantitative Theorie dieser Vorstellung stammt von F. KEYWELL<sup>4</sup>, der das Problem nach einer Methode behandelt, die sich eng an die Theorie der Neutronenbremsung in einem Moderator anlehnt. Seine Theorie (s. Kapitel G dieser Arbeit) liefert neben der Abhängigkeit von anderen Größen zum Unterschied von der Verdampfungstheorie eine Abhängigkeit der Zerstäubung von der Ionenmasse.

Während für niedere Ionenenergien (bis 300 eV) es experimentell durch die Untersuchungen von G. K. WEHNER<sup>5</sup> als sichergestellt gelten darf, daß für diesen Energiebereich die letztere sog. Impulsübertragungshypothese zu bevorzugen ist, kann man im Bereich höherer Ionenenergien auf Grund von experimentellen Ergebnissen noch keine sichere Antwort auf die Frage: „Verdampfungs- oder Impulsübertragungstheorie“ geben.

Die vorliegende Arbeit will einen Beitrag zur Klärung dieser Frage leisten, indem sie bei konstant gehaltener Ionenenergie die Abhängigkeit der Zerstäubung von der Ionenmasse untersucht. Dazu wurden Oberflächen der kristallographischen Orientierung 111 und 100 von Ge-, PbS-, und FeS<sub>2</sub>-Einkristallen mit He-, Ne-, Ar-, Kr- und X-Kanalstrahlen von 8 kV Maximalenergie beschossen und die Zerstäubung gemessen.

## B. Apparatur

Hinter der Kathode befand sich ein Faraday-Käfig, bestehend aus einem Aluminium-Hohlzylinder, der mit der Kathode starr, aber elektrisch isoliert verbunden war. An seinem hinteren Ende konnte eine Hartgummischeibe eingeschraubt werden, welche die Kristallhalterung trug. In dieser konnte der Kristall so justiert werden, daß die Kanalstrahlen senkrecht auf die zu beschießende Kristalloberfläche auftrafen. Eine zur Achse der Kanalstrahlenröhre zentrierte kreisrunde Öffnung von 4 mm Durchmesser an der Stirnseite des Faraday-Käfigs war die Eintrittsöffnung für den Kanalstrahl. Unmittelbar vor ihr war eine geerdete Blende  $B_1$  (Öffnung 2 mm Durchmesser) angebracht, damit vom Galvanometer G nur diejenigen Ionen registriert wurden, die in den Faraday-Käfig eintraten. Die Blende  $B_2$  (Öffnung 3 mm Durchmesser), unmittelbar vor der zu beschießenden Kristalloberfläche, gewährleistete das Auftreffen des Kanalstrahls auf eine definierte Stelle der Kristalloberfläche. Vor der Blende  $B_1$  befand sich eine Klappe,

<sup>4</sup> KEYWELL, F.: Phys. Rev. **97**, 1611 (1955).

<sup>5</sup> WEHNER, G. K.: Phys. Rev. **102**, 690 (1956).

mit der die Blendenöffnung verschlossen oder freigegeben wurde. Die Betätigung der Klappe erfolgte über eine einfache mechanische Vorrichtung durch Drehen des Schliffes *S*.

Die Evakuierung erfolgte durch eine Quecksilberdiffusionspumpe (Fig. 1). Das zum Beschuß verwendete Gas wurde aus den Behältern portionsweise in den Rezipienten *R* umgefüllt und von dort über eine

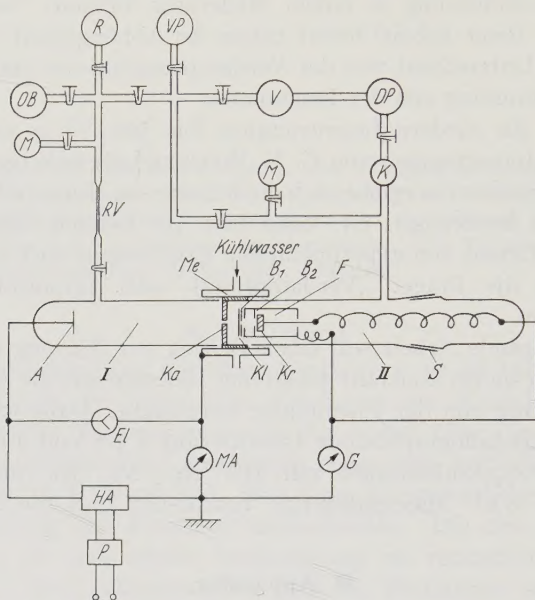


Fig. 1. Apparatur. *I* Entladungsraum; *II* Auffängerraum; *F* Faraday-Käfig; *Kr* Kristall; *Kl* Klappe; *B<sub>1</sub>* Blende; *B<sub>2</sub>* Blende; *A* Anode (Tantal); *S* Schliff; *Me* Messingzylinder (50 mm Durchmesser); *Ka* Kathode (Kanal  $l = 5$  mm,  $d = 2$  mm); *HA* Hochspannungsaggregat; *P* Potentiometer; *EI* Elektrometer; *MA* Milliampereometer; *G* Galvanometer; *K* Kühlfalle; *M* Manometer; *DP* Diffusionspumpe; *V* Vorvakuumbehälter; *VP* Vorvakuumpumpe; *OB* Original-Edelgasbehälter; *R* Rezipient; *RV* Reduzierventil

als Reduzierventil ausgebildete Kapillare in den Entladungsraum *I* der Kanalstrahlenröhre eingeleitet und wieder abgepumpt (Wiensche Durchströmungsmethode). Der Druckbereich von  $10^{-2}$  bis  $10^{-3}$  mm Hg in der Kanalstrahlenröhre wurde mit einem Moserschen Kompressionsmanometer gemessen.

Die Hochspannung für die Glimmentladung wurde mittels eines Hochspannungstransformators mit spannungsverdoppelndem Gleichrichteraggregat erzeugt und mit einem Elektrometer der Firma Leybold gemessen.

Von dem Faraday-Käfig und von der Kristallhalterung führte je eine elektrische Ableitung aus dem Vakuum heraus. Jede der beiden oder auch beide gemeinsam konnten mit dem Galvanometer *G* verbunden werden (Fig. 1).

Hinter der Blende  $B_2$  konnte an Stelle des Kristalls ein Fe-Ni-Thermoelement angebracht werden. Ein Silberplättchen, an das die eine Lötstelle des Thermoelements angelötet war, bildete den Strahlungsempfänger. Die andere Lötstelle wurde in guten Wärmekontakt mit dem Faraday-Käfig gebracht. Die beiden Thermoelement-Zuleitungen waren mit einem Galvanometer verbunden, dessen Ausschlag proportional zu der Energie war, die pro Zeiteinheit von den Kanalstrahlteilchen an den Empfänger abgegeben wurde.

### C. Präparation der Kristalloberflächen

Die Zerstäubungsmessungen wurden an Flächen der kristallographischen Orientierung 1 0 0 und 1 1 1 durchgeführt (kubische Kristalle, Würfel- und Oktaederflächen). Die Bestimmung der Lage der kristallographischen Achsen war bei PbS und FeS<sub>2</sub> (natürlich gewachsene Kristalle) unmittelbar aus der Lage der gut ausgebildeten Wachstumsflächen möglich. Bei Ge wurde sie durch Röntgenaufnahmen ermittelt.

Die frisch hergestellten Oberflächen (Näheres s. Kapitel E) wurden zur Reinigung vor Beginn der Zerstäubungsmessungen einem mehrstündigen Beschuß ausgesetzt. Bei den angeschliffenen Flächen wurde dieser Reinigungsprozeß besonders lange durchgeführt, um die durch das Anschleifen stark gestörte Oberflächenschicht des Kristalls weitgehend abzutragen. Es wurde angenommen, daß die Kristalloberfläche dann für unsere Zwecke hinreichend sauber und gut war, wenn sich die Größe der Zerstäubungsrate (zur Definition der Zerstäubungsrate siehe Kapitel D) zeitlich nicht mehr änderte. Bei *nicht genügend langer Reinigung* war die Zerstäubungsrate anfangs *größer* als der schließlich erreichte zeitlich konstante Endwert.

Eine mögliche Adsorption von Gasmolekülen an der Kristalloberfläche beim Herausnehmen des Kristalls aus dem Vakuum konnte nicht verhindert werden. Da aber eine Änderung der Beschußdauer ohne Einfluß auf die Größe der Zerstäubung blieb, kann angenommen werden, daß eine solche adsorbierte Gasschicht zu Beginn des Beschusses sehr schnell beseitigt wird und somit keine merkliche Verfälschung der Zerstäubungsmessung verursacht.

### D. Meßmethode

Durch Wägung des Kristalls wurde die durch den Beschuß verursachte Gewichtsabnahme  $\Delta G$  ermittelt. Zur Wägung mußte der Kristall aus dem Vakuum herausgenommen werden.

Mit dem Galvanometer  $G$  (Fig. 4) konnte während des Beschusses der in den Faraday-Käfig gelangende Ionenstrom  $i$  gemessen werden.

Nachdem für jedes Gas in einer eigenen Messung mit dem Thermo-  
element die von den Kanalstrahlteilchen pro Zeiteinheit an den Emp-  
fänger abgegebene Energie  $N$  als Funktion von  $i$  bestimmt worden war,  
konnte bei einer Zerstäubungsmessung aus der Registrierung von  $i$  die  
Gesamtenergie  $\Delta E$ , die bei einem Beschuß von den Kanalstrahlteilchen  
an den Kristall abgegeben wurde, berechnet werden gemäß

$$\Delta E = \int N dt = \int F(i) dt \approx \sum_p F(i^p) \cdot \Delta t.$$

Dabei bedeuten  $i^p$  die in gleichen Zeitabständen abgelesenen Werte von  $i$ .

Aus  $\Delta G$  ( $10^{-6}$  g) und  $\Delta E$  (willkürliche Einheiten) wurde schließlich  
die „Zerstäubungsrate“  $Z = \frac{\Delta G}{\Delta E}$  berechnet. Sie ist also gleich der Sub-  
stanzmenge, die pro absorbiierter Energieeinheit zerstäubt wird. Diese  
Definition der Zerstäubungsrate ist unabhängig von speziellen Eigen-  
schaften der zum Beschuß verwendeten Gase. Da ferner alle Zerstäu-  
bungsmessungen bei der gleichen Entladungsspannung (8 kV) durch-  
geführt wurden, können die mit verschiedenen Gasen gemessenen Zer-  
stäubungsraten direkt miteinander verglichen werden.

## E. Meßergebnisse und Fehler

I. Abhängigkeit der Zerstäubung von der Oberflächenbeschaffenheit.  
Die Zerstäubung von PbS-Einkristallen beim Beschuß mit Ar-Kanal-  
strahlen wurde gemessen an

1. Flächen 1 0 0: a) Spaltflächen; b) natürliche Wachstumsflächen;  
c) angeschliffene Flächen.

2. Flächen 1 1 1: a) Natürliche Wachstumsflächen; b) angeschliffene  
Flächen.

Die Ergebnisse — je fünf  $Z$ -Messungen und der Mittelwert  $\bar{Z}$  — zeigt  
Tabelle 1.

Tabelle 1.  $Z$ -Werte für PbS bei verschiedener Herstellung der Kristallflächen

| Flächentyp | Oberfläche            | $Z$  |      |      |      |      | $\bar{Z}$ |
|------------|-----------------------|------|------|------|------|------|-----------|
| 1 0 0      | Spaltfläche           | 798  | 867  | 804  | 841  | 792  | 820       |
|            | Wachstumsfläche       | 878  | 796  | 875  | 832  | 829  | 862       |
|            | Angeschliffene Fläche | 813  | 858  | 818  | 850  | 839  | 836       |
| 1 1 1      | Wachstumsfläche       | 1251 | 1410 | 1322 | 1438 | 1490 | 1382      |
|            | Angeschliffene Fläche | 1430 | 1410 | 1378 | 1422 | 1472 | 1422      |

II. Abhängigkeit der Zerstäubung von der kristallographischen  
Orientierung der Oberfläche und der zum Beschuß verwendeten Gasart.  
Bei Ge und FeS<sub>2</sub> wurde die Zerstäubung an 1 1 1- und 1 0 0-Flächen

mit Ne-, Ar-, Kr- und X-Kanalstrahlen, bei PbS an 111- und 100-Flächen mit He-, Ne-, Ar-, Kr- und X-Kanalstrahlen gemessen. Die Beschußdauer betrug bei Ge und FeS<sub>2</sub> 1,5 bis 4 Std, bei PbS 1 bis 2 Std. Die Entladungsspannung war bei allen Messungen 8 kV.

Tabelle 2.  $\bar{Z}$ - und  $q$ -Werte für Germanium

| Gas | Flächentyp | $\bar{Z}$ | $q$  |
|-----|------------|-----------|------|
| Ne  | 1 1 1      | 247       | 1,05 |
|     | 1 0 0      | 236       |      |
| Ar  | 1 1 1      | 377       | 0,99 |
|     | 1 0 0      | 383       |      |
| Kr  | 1 1 1      | 514       | 1,06 |
|     | 1 0 0      | 486       |      |
| X   | 1 1 1      | 473       | 1,06 |
|     | 1 0 0      | 445       |      |

Tabelle 3.  $\bar{Z}$ - und  $q$ -Werte für PbS

| Gas | Flächentyp | $\bar{Z}$ | $q$  |
|-----|------------|-----------|------|
| He  | 1 1 1      | 212       | 1,73 |
|     | 1 0 0      | 123       |      |
| Ne  | 1 1 1      | 712       | 1,62 |
|     | 1 0 0      | 440       |      |
| Ar  | 1 1 1      | 1421      | 1,74 |
|     | 1 0 0      | 819       |      |
| Kr  | 1 1 1      | 2176      | 1,75 |
|     | 1 0 0      | 1281      |      |
| X   | 1 1 1      | 2810      | 1,78 |
|     | 1 0 0      | 1580      |      |

Die Ergebnisse zeigen die Tabellen 2 bis 4 (Mittelwerte  $\bar{Z}$  und Verhältnis  $q$  der  $\bar{Z}$ -Werte für 111:100). Die Hauptfehlerquelle für die Messungen liegt in der Bestimmung der Gewichtsabnahme  $\Delta G$  (50 bis  $500 \cdot 10^{-6}$  g), die auf  $\pm 10 \cdot 10^{-6}$  g genau durchgeführt werden konnte. Bei FeS<sub>2</sub>, das besonders wenig zerstäubte, ergibt dies einen möglichen Fehler bis zu  $\pm 20\%$ , bei den anderen Substanzen Fehler bis zu  $\pm 10\%$ . Der Fehler, mit dem die Bestimmung von  $\Delta E$  behaftet sein kann, ist wesentlich kleiner, etwa 3 bis 4%. Damit führt die Abschätzung des maximalen Fehlers der Einzelmessung von  $Z$  bei FeS<sub>2</sub> auf einen Wert von rund  $\pm 24\%$ , bei Ge und PbS von rund  $\pm 14\%$ . Die tatsächlich beobachteten größten Abweichungen der Einzelmessungen vom Mittelwert sind von dieser Größe.

Tabelle 4.  $\bar{Z}$ - und  $q$ -Werte für FeS<sub>2</sub>

| Gas | Flächentyp | $\bar{Z}$ | $q$  |
|-----|------------|-----------|------|
| Ne  | 1 1 1      | 158       | 1,02 |
|     | 1 0 0      | 155       |      |
| Ar  | 1 1 1      | 202       | 0,88 |
|     | 1 0 0      | 230       |      |
| Kr  | 1 1 1      | 206       | 1,16 |
|     | 1 0 0      | 177       |      |
| X   | 1 1 1      | 183       | 1,01 |
|     | 1 0 0      | 182       |      |

Für den mittleren Fehler des Mittelwerts aus fünf Messungen von  $Z$  ergibt die Rechnung für FeS<sub>2</sub> einen Wert von rund 7%, für Ge und PbS von rund 4%. Werden, wie dies bei der graphischen Darstellung der

Meßergebnisse in den Fig. 2 und 3 geschieht, alle 10  $Z$ -Werte für eine Kristall-Gas-Kombination zu einem einzigen Meßpunkt zusammengefaßt, so ergibt sich ein mittlerer Fehler des Mittelwerts von  $Z$  bei  $\text{FeS}_2$  von rund 6%, bei Ge und PbS von rund 3%.

## F. Diskussion der Meßergebnisse

### I. Abhängigkeit der Zerstäubung von der Oberflächenbeschaffenheit.

Die Werte der Tabelle 1 zeigen, daß innerhalb der untersuchten Grenzen die Zerstäubung sowohl bei 100- als auch bei 111-Flächen innerhalb der Meßgenauigkeit unabhängig von der Oberflächenbeschaffenheit ist.

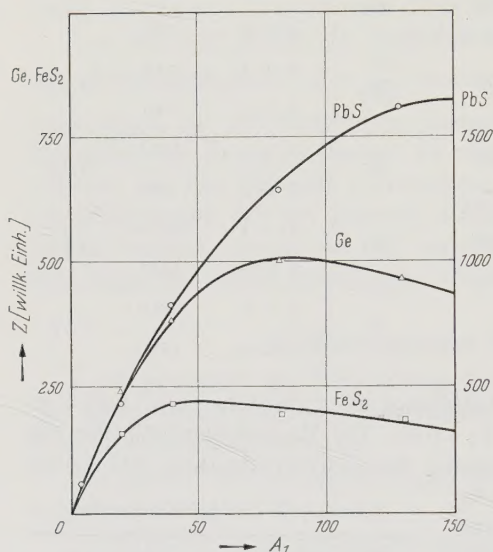


Fig. 2. Abhängigkeit der Zerstäubungsrate vom Atomgewicht des zum Beschuß verwendeten Gases

II. Abhängigkeit der Zerstäubung von der kristallographischen Orientierung der Oberfläche. Bei PbS ist die Zerstäubung von 111-Flächen wesentlich größer als die von 100-Flächen (Tabelle 3). Der Quotient der Zerstäubungsraten  $q = \frac{\bar{Z}_{111}}{\bar{Z}_{100}}$  ist, wie Tabelle 3 zeigt, für alle Gase praktisch gleich (Mittelwert  $\bar{q} = 1,72$ ). Bei Ge und  $\text{FeS}_2$  liegt dagegen offensichtlich kein verschiedenes

Verhalten von 100- und 111-Flächen vor ( $\bar{q}_{\text{Ge}} = 1,04$ ;  $\bar{q}_{\text{FeS}_2} = 1,02$ ). Eine Erklärung dafür kann noch nicht gegeben werden.

III. Abhängigkeit der Zerstäubung von der zum Beschuß verwendeten Gasart. In Fig. 2 ist die Zerstäubung (in willkürlichen Einheiten) für die drei Kristalle Ge, PbS und  $\text{FeS}_2$  gegen das Atomgewicht  $A_1$  des zum Beschuß verwendeten Gases aufgetragen. Dabei wurden die Messungen an 111- und an 100-Flächen zu einem Meßpunkt zusammengefaßt mittels der Beziehung  $Z = \frac{1}{2} \left( \bar{Z}_{100} + \frac{1}{q} \bar{Z}_{111} \right)$ .

Bei allen drei Kristallen nimmt die Zerstäubungsrate zunächst mit wachsendem Atomgewicht des zum Beschuß verwendeten Gases zu. Sie erreicht für  $\text{FeS}_2$  bei  $A_1 \approx 50$ , für Ge bei  $A_1 \approx 80$  einen maximalen Wert; bei PbS ist dieser maximale Wert auch beim Beschuß mit Xenon noch nicht erreicht.

Ein gleichartiges Verhalten der verschiedenen Kristalle erkennt man, wenn man die Zerstäubungsrate gegen das Verhältnis: Atomgewicht des Gases ( $A_1$ ) zu Atomgewicht der Kristallatome ( $A_2$  bzw.  $M_2$ ) aufträgt. Bei PbS und FeS<sub>2</sub> wurde als einfache Näherung das arithmetische Mittel der Atomgewichte der Molekülbestandteile genommen [also  $\bar{M}_2, \text{PbS} = \frac{1}{2} (207 + 32) \approx 120$ ;  $\bar{M}_2, \text{FeS}_2 = \frac{1}{3} \cdot (56 + 32 + 32) = 40$ ]. Diese Darstellung liefert für die verschiedenen Kristalle Kurven, die sich voneinander nur um einen konstanten Faktor unterscheiden, die also durch geeignete Wahl der Ordinatenmaßstäbe zur Deckung gebracht werden können (Fig. 3).

Das heißt aber: Die Zerstäubungsrate läßt sich darstellen in der Form:

$$Z = C \cdot \varphi\left(\frac{M_1}{M_2}\right), \quad (1)$$

wobei  $C$  ein Faktor ist, der nur von speziellen Kristalleigenschaften, im wesentlichen von den Bindungskräften des Kristalls und von der Masse  $M_2$  der Kristallatome abhängen wird. Wir führen

hier als eine für die Bindungskräfte des Kristalls charakteristische Größe die Verlagerungsenergie  $E_d$  ein, das ist die Energie, die man einem Kristallatom mindestens übertragen muß, damit es seinen normalen Gitterplatz verlassen kann.

Mit  $C = f(E_d; M_2)$  lautet Gl. (1)

$$Z = f(E_d; M_2) \cdot \varphi\left(\frac{M_1}{M_2}\right). \quad (1a)$$

Über die Funktion  $f(E_d; M_2)$  läßt sich auf Grund der Meßergebnisse nicht ohne weiteres etwas aussagen, da sich beim Übergang von einer Kristallart zu einer anderen gleichzeitig  $E_d$  und  $M_2$  ändern. In Kapitel G wird gezeigt werden, daß nach theoretischen Überlegungen zu erwarten ist, daß der Ausdruck  $\left[\frac{f(E_d; M_2)}{M_2}\right]$  von  $M_2$  unabhängig ist, man also

$$f(E_d; M_2) = M_2 \cdot g(E_d)$$

setzen kann.  $g(E_d)$  ist damit der Faktor, der die Abhängigkeit der Zerstäubung von den Bindungskräften beschreibt. Da die Absolutwerte

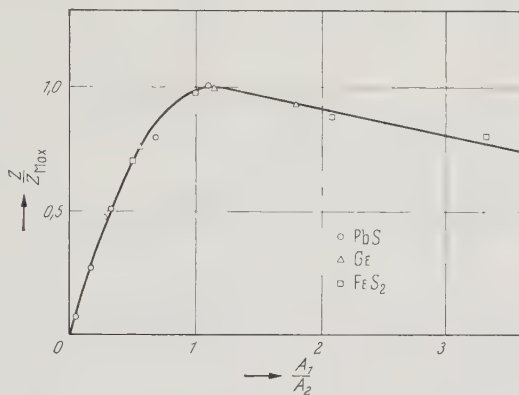


Fig. 3. Abhängigkeit der normierten Zerstäubungsrate vom Massenverhältnis der Stoßpartner (experimentell)

von  $f(E_d; M_2)$  und  $g(E_d)$  aus den Meßergebnissen nicht bestimmt werden können, sind in Tabelle 5 die Werte  $c \cdot f(E_d; M_2)$  und  $c \cdot g(E_d)$  aufgeführt, wobei  $c$  ein konstanter Proportionalitätsfaktor ist, der willkürlich so gewählt wurde, daß für  $\text{FeS}_2$   $c \cdot g(E_d) = 1,00$  ist. Die Kristalle

sind von oben nach unten in der Reihenfolge zunehmender Härte (nach der Moßschen Härteskala) geordnet.

Tabelle 5

|                            | $c f(E_d; M_2)$ | $c g(E_d)$ |
|----------------------------|-----------------|------------|
| PbS<br>(100-Flächen)       | 288             | 2,40       |
| Ge . . . . .               | 90,7            | 1,25       |
| FeS <sub>2</sub> . . . . . | 40,0            | 1,00       |

Tabelle 5 zeigt, daß  $g(E_d)$  einen um so kleineren Wert hat, je härter der Kristall ist. Da man annehmen darf, daß die Härte eine monoton wachsende Funktion der Verlage-

ungsenergie  $E_d$  ist, ergibt sich, daß  $g(E_d)$  mit wachsendem  $E_d$  monoton abnehmen muß. Der so experimentell gefundene Funktionsverlauf von  $g(E_d)$  erscheint vernünftig, denn es ist zu erwarten, daß die Zerstäubung mit wachsender Verlagerungsenergie abnimmt.

$\varphi\left(\frac{M_1}{M_2}\right)$  steigt (Fig. 3) vom Nullpunkt aus steil an, erreicht bei  $\left(\frac{M_1}{M_2}\right) \approx 1$  ein Maximum und nimmt für  $\left(\frac{M_1}{M_2}\right) \rightarrow \infty$  langsam ab. Einen analogen Funktionsverlauf findet man, wenn man die Energie, die bei einem elastischen Stoß zweier Kugeln mit den Massen  $M_1$  und  $M_2$  im Mittel übertragen wird, als Funktion des Massenverhältnisses  $\left(\frac{M_1}{M_2}\right)$  betrachtet. Nach den auf stoßmechanischer Grundlage durchgeführten Überlegungen von F. KEYWELL ist eine um so größere Zerstäubungsrate zu erwarten, je größer die bei einem *einzelnen* elastischen Stoß übertragene Energie ist, so daß für die Zerstäubungsrate theoretisch dieser Verlauf zu erwarten ist. Dies weist darauf hin, daß die Vorstellung der Energieübertragung durch elastische Stöße als eine gute Näherung für den Zerstäubungsprozeß betrachtet werden darf.

### G. Vergleich mit der Theorie von Keywell

KEYWELL versucht mit stoßmechanischen Überlegungen zu einem quantitativen Ausdruck für die Anzahl der pro auftreffendes Ion zerstäubten Atome zu gelangen. Dabei macht er zur rechnerischen Behandlung stark vereinfachende Annahmen. Die seiner Rechnung zugrunde liegende Modellvorstellung kann folgendermaßen charakterisiert werden:

Die Wechselwirkung eines ankommenden Ions mit dem Festkörper besteht in einer Folge von elastischen Zusammenstößen mit den Festkörperatomen. Letztere werden dabei als freie Teilchen behandelt, d.h., ihre Koppelung mit dem übrigen Kristallverband wird vernachlässigt. Die Streuung der Ionen an den Festkörperatomen wird als

isotrop vorausgesetzt. Es wird angenommen, daß ein Ion dann und nur dann in den Festkörper eindringt, wenn der Streuwinkel (im Laboratoriumskoordinatensystem) beim ersten Stoß des Ions kleiner als  $90^\circ$  ist. Wird dem Festkörperatom bei einem elastischen Zusammenstoß mit einem Ion mehr Energie als ein gewisser Mindestbetrag  $E_d$  (= Verlagerungsenergie) übertragen, so verläßt es seinen Gitterplatz als „Rückstoßatom“. Jedes Rückstoßatom macht seinerseits wieder elastische Zusammenstöße mit anderen Festkörperatomen. Dabei verwendet es die Hälfte seiner Energie zur Erzeugung weiterer Rückstoßatome, die andere Hälfte wird zur Anregung von Gitterschwingungen verbraucht. Diese letztere Annahme stützt sich auf Berechnungen von SEITZ<sup>6</sup>. Jedes Rückstoßatom kann mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit den Festkörper verlassen. Diese Wahrscheinlichkeit ist um so geringer, je tiefer unter der Festkörperoberfläche das Rückstoßatom erzeugt wird.

Bezüglich der rechnerischen Durchführung dieser Vorstellung muß auf die Arbeit von F. KEYWELL<sup>7</sup> verwiesen werden. An zwei Stellen erscheint jedoch eine kritische Betrachtung nötig.

1. KEYWELL nimmt an, daß die Energieabnahme eines ankommenden Ions mit der Anfangsenergie  $E_0$  und der Masse  $M_1$  durch elastische Zusammenstöße mit den Atomen des Festkörpers der Masse  $M_2$  erfolgt gemäß

$$\bar{E}_n = E_0 \cdot e^{-n\xi}; \quad \left( \xi = 1 - \frac{(M_1 - M_2)^2}{2M_1 M_2} \cdot \ln \left| \frac{M_1 + M_2}{M_1 - M_2} \right| \right). \quad (2)$$

Dabei bedeutet  $n$  die Anzahl der Stöße und  $\bar{E}_n$  den statistischen Mittelwert, den sog. Erwartungswert, der Energie des Ions nach dem  $n$ -ten Stoß. (Es kann nur über den Erwartungswert  $\bar{E}_n$  etwas ausgesagt werden, da im Einzelfall  $E_n$  von den Streuwinkeln  $\Theta_1, \Theta_2, \dots, \Theta_n$  abhängt.) (2) basiert auf der Annahme, daß gilt:

$$\ln \bar{E}_n = \overline{\ln E_n}.$$

Dies ist aber nicht richtig. (2) ist daher nicht geeignet, die Energieabnahme eines Ions richtig zu beschreiben. Sie ist durch eine andere Formel zu ersetzen, die im folgenden abgeleitet wird.

Betrachten wir ein Ion, das  $n$  Stöße gemacht hat und dabei (im Schwerpunktskoordinatensystem) um die Winkel  $\Theta_1, \dots, \Theta_n$  abgelenkt wurde, so ist

$$E_n = E_0 \cdot \prod_{v=1}^n \frac{M_1^2 + M_2^2 + 2M_1 M_2 \cos \Theta_v}{(M_1 + M_2)^2}.$$

<sup>6</sup> SEITZ, F.: Disc. Faraday Soc. 1949/50, Nr. 5, 271.

<sup>7</sup> KEYWELL, F.: Siehe Fußnote 4.

Der Erwartungswert von  $E_n$  ist dann

$$\bar{E}_n = \int_0^\pi \int_0^\pi \cdots \int_0^\pi E_n(\Theta_1 \dots \Theta_n) \cdot dN_1(\Theta_1) \dots dN_n(\Theta_n),$$

wobei  $dN_\nu(\Theta_\nu)$  die relative Häufigkeit des Streuwinkels  $\Theta_\nu$  bedeutet. Bei isotroper Streuung ist nun

$$dN_\nu(\Theta_\nu) = \frac{1}{2} \sin \Theta_\nu d\Theta_\nu,$$

so daß gilt

$$\bar{E}_n = \frac{E_0}{2^n} \int_0^\pi \int_0^\pi \cdots \int_0^\pi \prod_{\nu=1}^n \frac{M_1^2 + M_2^2 + 2M_1 M_2 \cos \Theta_\nu}{(M_1 + M_2)^2} \sin \Theta_\nu d\Theta_\nu,$$

$$\bar{E}_n = \frac{E_0}{2^n} \left[ \int_0^\pi \frac{M_1^2 + M_2^2 + 2M_1 M_2 \cos \Theta}{(M_1 + M_2)^2} \sin \Theta d\Theta \right]^n = E_0 \left[ \frac{M_1^2 + M_2^2}{(M_1 + M_2)^2} \right]^n.$$

Statt (2) ist also zu setzen:

$$\bar{E}_n = E_0 \left[ \frac{M_1^2 + M_2^2}{(M_1 + M_2)^2} \right]^n. \quad (3)$$

Die von F. KEYWELL angegebene Formel für die Anzahl der pro auftreffendes Ion zerstäubten Atome lautet

$$n_a = \sqrt{\varepsilon \frac{E_0}{E_d}} \cdot \sum_{\nu=1}^{n_c} (f_p + 1,32 \cdot \delta_{\nu 1} \cdot f_r) \cdot e^{-\alpha \sqrt{\nu}} \cdot e^{-(\nu-1)\xi/2}. \quad (4)$$

Dabei bedeuten:  $n_a$  = Anzahl der pro auftreffendes Ion zerstäubten Atome;  $M_1$  = Masse des Ions;  $M_2$  = Masse des Festkörpersatoms;  $\varepsilon = \frac{2M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2}$ ;  $E_0$  = Anfangsenergie des Ions;  $E_d$  = Verlagerungsenergie des Festkörpers;  $\xi = 1 - \frac{(M_1 - M_2)^2}{2M_1 M_2} \cdot \ln \left| \frac{M_1 + M_2}{M_1 - M_2} \right|$ ;  $n_c = \frac{1}{\xi} \ln \left( \varepsilon \frac{E_0}{E_d} \right)$ ;  $f_p$  = Wahrscheinlichkeit, daß das Ion nach dem ersten Stoß in den Festkörper eindringt;  $f_r$  = Wahrscheinlichkeit, daß das Ion bei dem ersten Stoß reflektiert wird;  $\delta_{\nu 1} = \begin{cases} 1, & \text{falls } \nu = 1 \\ 0, & \text{falls } \nu \neq 1 \end{cases}$ ;  $\alpha$  = Absorptionsparameter.

Berechnet man nun in der Herleitung von (4) die Energieabnahme des Ions nach (3) statt nach (2), so erhält man für  $n_a$

$$n_a = \sqrt{\varepsilon \frac{E_0}{E_d}} \cdot \sum_{\nu=1}^{n'_c} (f_p + 1,32 \delta_{\nu 1} f_r) e^{-\alpha \sqrt{\nu}} \cdot \left[ \frac{M_1^2 + M_2^2}{(M_1 + M_2)^2} \right]^{\frac{\nu-1}{2}}, \quad (5)$$

wobei nun  $n'_c = \lg \left( \varepsilon \frac{E_0}{E_d} \right) / \lg \frac{(M_1 + M_2)^2}{M_1^2 + M_2^2}$ .

2. Nach KEYWELL ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein ankommendes Ion bei Zugrundelegung eines Schwerpunktskoordinatensystems

$(R, \Theta, \psi)$  ( $\Theta = 0$  = Richtung des ankommenden Ions) innerhalb eines Kegels mit dem Öffnungswinkel  $2\Theta_0$  gestreut wird, gleich

$$f_p = \frac{\Theta_0}{\pi}. \quad (6)$$

Diese Formel hat zur Voraussetzung, daß für die Streuung jedes Winkелеlement  $d\Theta$  gleichwahrscheinlich ist. Diese Voraussetzung ist aber nicht richtig, denn bei der isotropen Streuung ist jedes Raumwinkelelement  $d\Omega = \sin\Theta \cdot d\Theta \cdot d\psi$  gleichwahrscheinlich. Es muß also gelten

$$\left. \begin{aligned} f_p &= \frac{1}{4\pi} \int d\Omega = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\Theta_0} \int_0^{2\pi} \sin\Theta \, d\Theta \, d\psi \\ f_p &= \frac{1}{2} (1 - \cos\Theta_0). \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Nach diesen Bemerkungen soll nun ein Vergleich der Keywellschen Theorie mit unseren Meßergebnissen durchgeführt werden.

Nach (5) ist  $n_a$  eine Funktion von  $\left(\frac{M_1}{M_2}\right)$ ,  $\left(\frac{E_0}{E_d}\right)$  und  $\alpha$ . Wir wollen hier die Abhängigkeit von  $n_a$  von  $\alpha$  außer acht lassen und  $\alpha$  als eine Konstante betrachten, was durch die Messungen von KEYWELL<sup>8</sup> gerechtfertigt erscheint, nach denen  $\alpha$  für fast alle der von ihm untersuchten Metall-Gas-Kombinationen nahezu den gleichen Wert hat. Die Summe

$$\sum_{v=1}^{n'_c} (f_p + 1,32 \cdot \delta_{v1} \cdot f_r) e^{-\alpha v} \cdot \left[ \frac{M_1^2 + M_2^2}{(M_1 + M_2)^2} \right]^{\frac{v-1}{2}}$$

hängt nur über die obere Summationsgrenze  $n'_c$  von  $\left(\frac{E_0}{E_d}\right)$  ab. Da nun der Beitrag der Summanden mit wachsendem Summationsindex rasch abnimmt und außerdem  $n'_c$  nur logarithmisch von  $\left(\frac{E_0}{E_d}\right)$  abhängt, kann man die Summe in erster Näherung als eine reine Funktion von  $\left(\frac{M_1}{M_2}\right)$  betrachten. Dann wird aus (5):

$$n_a = \sqrt{\frac{E_0}{E_d}} \cdot \Phi\left(\frac{M_1}{M_2}\right), \quad (5a)$$

wobei

$$\Phi\left(\frac{M_1}{M_2}\right) = \sqrt{\varepsilon} \cdot \Sigma \dots$$

Um die theoretische Formel für die Zerstäubung unmittelbar mit der empirisch gefundenen Gl. (1a) vergleichen zu können, gehen wir in (5a) von  $n_a$  über zu der Zerstäubungsrate  $Z$ . Es ist  $Z = n_a \cdot \frac{M_2}{E_0}$  und damit

$$Z = \frac{M_2}{\sqrt{E_0 \cdot E_d}} \cdot \Phi\left(\frac{M_1}{M_2}\right). \quad (5b)$$

<sup>8</sup> KEYWELL, F.: Siehe Fußnote 4.

Die empirisch gefundene Formel für die Zerstäubungsrate war

$$Z = f(E_d; M_2) \cdot \varphi\left(\frac{M_1}{M_2}\right). \quad (1a)$$

Zwischen (1a) und (5b) besteht eine formale Übereinstimmung. Beim Vergleich von (1a) mit (5b) muß  $E_0$  in (5b) als eine Konstante aufgefaßt werden, da die der (1a) zugrunde liegenden Messungen ja bei konstanter Energie der Kanalstrahlteilchen durchgeführt wurden.

Aus dem Vergleich von (1a) mit (5b) folgt

$$f(E_d; M_2) = \frac{M_2}{\sqrt{E_0 E_d}}, \quad (8)$$

$$\varphi\left(\frac{M_1}{M_2}\right) = \Phi\left(\frac{M_1}{M_2}\right). \quad (9)$$

Aus (8) folgt, daß  $\frac{f(E_d; M_2)}{M_2}$  unabhängig von  $M_2$  sein muß, also

$$f(E_d; M_2) = M_2 \cdot g(E_d) \quad (8a)$$

ist und somit

$$g(E_d) = \frac{1}{\sqrt{E_0 E_d}}. \quad (8b)$$

Dieses Ergebnis wurde bereits in Kapitel F vorweggenommen. Aus den Messungen konnte geschlossen werden, daß  $g(E_d)$  mit wachsendem

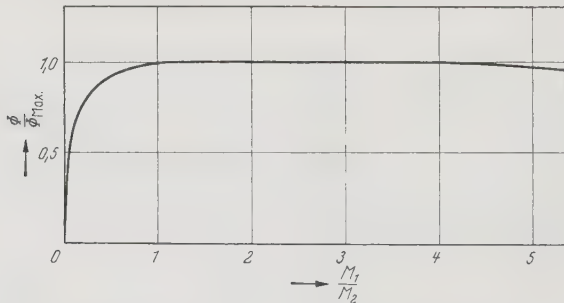


Fig. 4. Abhängigkeit der normierten Zerstäubungsrate vom Massenverhältnis der Stoßpartner (theoretisch)

$E_d$  monoton abnimmt (s. Kapitel F). Dies stimmt qualitativ mit dem Verlauf von  $\frac{1}{\sqrt{E_0 \cdot E_d}}$  überein. Ein quantitativer Vergleich des Funktionsverlaufs ist nicht möglich, da die Verlagerungsenergien für PbS und FeS<sub>2</sub> nicht bekannt sind.

Der Verlauf der Funktion  $\Phi\left(\frac{M_1}{M_2}\right)$  ist aus Fig. 4 zu ersehen. Er stimmt zwar in den grundsätzlichen Gesichtspunkten ( $\Phi \rightarrow 0$  für  $\left(\frac{M_1}{M_2}\right) \rightarrow 0$  und

$\left(\frac{M_1}{M_2} \rightarrow \infty\right)$  mit dem der experimentell gefundenen Funktion  $\varphi\left(\frac{M_1}{M_2}\right)$  überein, weicht aber im einzelnen teilweise erheblich von dem Verlauf von  $\varphi\left(\frac{M_1}{M_2}\right)$  ab. Insbesondere ist das Maximum bei  $\Phi\left(\frac{M_1}{M_2}\right)$  etwas nach rechts verschoben und wesentlich breiter als bei  $\varphi\left(\frac{M_1}{M_2}\right)$ . Eine eingehendere Betrachtung von  $\Phi\left(\frac{M_1}{M_2}\right)$  zeigt, daß dies davon herrührt, daß die späteren Zusammenstöße des Ions mit den Festkörperatomen um so mehr zur Zerstäubung beitragen, je mehr  $\left(\frac{M_1}{M_2}\right)$  von 1 verschieden ist, je schwächer also das Ion abgebremst wird. Dies kann man sehen, wenn man nur den Anteil  $\Phi_1\left(\frac{M_1}{M_2}\right)$  von  $\Phi\left(\frac{M_1}{M_2}\right)$  betrachtet, der vom ersten Stoß des Ions herrührt. Fig. 5 zeigt den Verlauf von  $\Phi_1\left(\frac{M_1}{M_2}\right)$ . Ein Vergleich der Fig. 5 und 3 legt es nahe, daß nur die durch den ersten Stoß des Ions ausgelösten Rückstoßatome einen wesentlichen Beitrag zur Zerstäubung liefern.

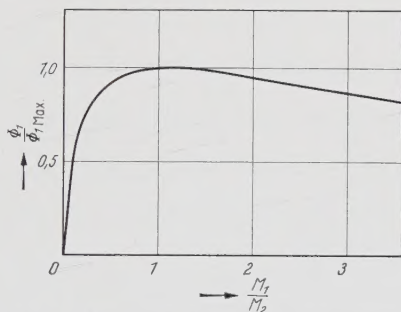


Fig. 5. Abhängigkeit der normierten Zerstäubungsrate vom Massenverhältnis der Stoßpartner (theoretisch), wenn nur der erste Stoß berücksichtigt wird

Die Zerstäubung ist also auch bei Verwendung von Teilchen aus dem Energiebereich  $10^3$  bis  $10^4$  eV ein „Oberflächeneffekt“. Beim Übergang zu wesentlich höheren Teilchenenergien wird man jedoch erwarten dürfen, daß die Wirkung einer Festkörperbestrahlung nicht überwiegend durch den ersten Stoß des Teilchens bestimmt wird, sondern durch die Gesamtheit aller Stöße: Der Oberflächeneffekt wird in einen Volumeneffekt übergehen.

### Zusammenfassung

Ge-, PbS- und FeS<sub>2</sub>-Einkristalle werden mit Edelgaskanalstrahlen von 8 kV Maximalenergie beschossen; die Zerstäubung wird gemessen in Abhängigkeit

1. von der Oberflächenbeschaffenheit,
2. von der kristallographischen Orientierung der Oberfläche,
3. von der zum Beschuß verwendeten Gasart.

Die Ergebnisse zeigen:

1. Die Zerstäubung ist innerhalb der untersuchten Grenzen unabhängig von der Oberflächenbeschaffenheit.

2. Bei PbS ist die Zerstäubung für alle Gase an 111-Flächen größer als an 100-Flächen. Der Quotient  $q = \frac{\bar{Z}_{111}}{\bar{Z}_{100}}$  ist für alle Gase angenähert gleich und hat im Mittel den Wert  $\bar{q} = 1,72$ . Bei Ge und FeS<sub>2</sub> wurde kein verschiedenes Verhalten von 111- und 100-Flächen gefunden ( $\bar{q}_{\text{Ge}} = 1,04$ ;  $\bar{q}_{\text{FeS}_2} = 1,02$ ).

3. Die Zerstäubungsrate  $Z = \frac{\Delta G}{\Delta E}$  läßt sich darstellen

$$Z = M_2 \cdot g(E_d) \cdot \varphi\left(\frac{M_1}{M_2}\right)$$

( $E_d$  = Verlagerungsenergie,  $M_1$  = Masse des ankommenden Ions,  $M_2$  = Masse des Festkörperatoms.)

$g(E_d)$  nimmt mit wachsendem  $E_d$  monoton ab.  $\varphi\left(\frac{M_1}{M_2}\right)$  steigt vom Nullpunkt aus steil an, erreicht bei  $\left(\frac{M_1}{M_2}\right) \approx 1$  ein Maximum und nimmt für  $\left(\frac{M_1}{M_2}\right) \rightarrow \infty$  wieder langsam ab. Dies ist qualitativ in guter Übereinstimmung mit der auf stoßmechanischer Grundlage entwickelten Theorie von KEYWELL.

Die Arbeit wurde auf Veranlassung von Herrn Professor WALTHER GERLACH durchgeführt, ihm und Herrn Professor EDUARD RÜCHARDT danke ich für ihre Beratung, der Firma Siemens & Halske für die Überlassung der Germanium-Kristalle.

## Inhaltsverzeichnis

|                                                    | Seite |
|----------------------------------------------------|-------|
| A. Einleitung . . . . .                            | 144   |
| B. Apparatur . . . . .                             | 145   |
| C. Präparation der Kristalloberflächen . . . . .   | 147   |
| D. Meßmethode . . . . .                            | 147   |
| E. Meßergebnisse und Fehler . . . . .              | 148   |
| F. Diskussion der Meßergebnisse . . . . .          | 150   |
| G. Vergleich mit der Theorie von KEYWELL . . . . . | 152   |
| Zusammenfassung . . . . .                          | 157   |

## Lebenslauf

Am 12. März 1931 wurde ich als Sohn des Kaufmanns Heinrich Karl THOMMEN und seiner Ehefrau Gabriele, geb. HERZ, in Immenstadt/Allg. geboren.

Nach vierjähriger Volksschulzeit besuchte ich von 1941 bis 1945 die Oberschule Immenstadt, von 1946 bis 1949 die Oberrealschule Oberstdorf. An letzterer legte ich im Juli 1949 die Reifeprüfung ab. Im Oktober 1949 immatrikulierte ich mich zum Studium der Physik an der Universität München und legte dort im Mai 1952 die Diplom-Vorprüfung für Physiker ab. Von Herrn Professor Dr. Walther GERLACH erhielt ich im Juli 1953 die Themen für Diplomarbeit und Dissertation, mit deren Ausarbeitung ich dann am I. Physikalischen Institut der Universität München beschäftigt war und die ich im Oktober 1957 zum Abschluß bringen konnte.